

На правах рукописи

Черепанова Анна Николаевна

**СТИМУЛИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ
НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МАГНИТНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКАХ И СЛОИСТЫХ
СИСТЕМАХ НА ИХ ОСНОВЕ**

Специальность 01.04.07 – Физика конденсированного состояния

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Екатеринбург 2011

Работа выполнена на кафедре физики ФГАОУ ВПО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина»

Научный руководитель – доктор физико-математических наук,
профессор Повзнер А.А.

Официальные оппоненты – доктор физико-математических наук,
профессор Мазуренко В.Г.

– доктор физико-математических наук,
профессор Кащенко М.П.

Ведущая организация – Институт физики металлов УрО РАН

Защита состоится 18 февраля 2011 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета Д 212.285.02 при ФГАОУ ВПО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина» по адресу: 620002, г.Екатеринбург, ул.Мира, д. 19, в ауд. I (зал Ученого Совета)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВПО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина».

Автореферат разослан января 2011 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
д. физ.-мат. наук, профессор

Г.И. Пилипенко

Примечание: отзывы на автореферат в 2-х экз., заверенный гербовой печатью, просим направлять по адресу: 620002, г.Екатеринбург, ул.Мира, д. 19, ФГАОУ ВПО «УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», ученому секретарю университета

Актуальность работы

Наблюдаемая в магнитных полупроводниках глубокая взаимосвязь электронной и магнитной подсистем (эффект колоссального магнитосопротивления) и электронный переход полупроводник-металл представляют большой научный и практический интерес. При этом особое внимание уделяется изучению возможности управления свойствами магнитных полупроводников внешними электрическими и магнитными полями, а также их трансформации вследствие изменения температуры.

Несмотря на то, что исследования электронных переходов начато достаточно давно, их природа до сих пор остается невыясненной. В частности, значительный интерес связан с неравновесными электронными переходами во внешних электрических полях, которые имеют место, как в магнитных, так и в немагнитных полупроводниках.

В немагнитных полупроводниках включение электрического поля приводит к саморазогреву за счет уменьшения электросопротивления с увеличением температуры при постоянном напряжении (активационное увеличение концентрации носителей тока). Последнее ведет к лавинообразному увеличению выделяемого тепла, которое не успевает отводиться в окружающую среду. И, как следствие, формируется новая неравновесная фаза («горячая» фаза), что сопровождается возникновением *S*-образных аномалий на вольтамперных характеристиках (ВАХ). Возникающая «положительная обратная связь» между электрическим током и выделяемым теплом вследствие увеличения проводимости с ростом температуры, служит причиной возникновения автоколебаний тока при подключении немагнитного полупроводника к внешним источникам емкости и (или) индуктивности.

В магнитных полупроводниках, как показали экспериментальные исследования, имеют место неравновесные электронные переходы и неравновесные магнитные фазовые переходы. Саморазогрев здесь сопровождается формированием не только *S*-, но и *N*-образных ВАХ. Автоколебания в температурной окрестности фазовых переходов возникают и без подключения внешних источников емкости и

(или) индуктивности. Однако, до сих пор понимание причин и механизмов этих явлений в магнитных полупроводниках, несмотря на большой фундаментальный и практический интерес, отсутствует.

Настоящая работа посвящена изучению электронной и магнитной подсистем ферромагнитных и сильно парамагнитных полупроводников в условиях сильного внешнего электрического воздействия.

Цель работы: создание модели неравновесных электронных переходов во внешних электрических полях и исследование автоколебаний тока и напряжения в магнитных полупроводниках.

Научная новизна

1. Развита способ расчета электронной функции Грина в двухзонных $s(p)d$ - и df -моделях во внешнем электрическом поле с учетом хаббардовских внутриатомных электронных корреляций.

2. В рамках $s(p)d$ -модели (на примере сильно парамагнитного FeSi) показано, что электрическое поле вследствие саморазогрева приводит к увеличению внутренней температуры и амплитуды флуктуаций спиновой плотности сильно парамагнитного полупроводника. При этом усиливается перенормировка электронных спектров флуктуирующими обменными полями и происходит «схлопывание» полупроводниковой энергетической щели, трактуемое как электронный переход полупроводник-металл.

3. В рамках fd -модели для ферромагнитного $\text{EuO}_{1-\delta}$ показано, что в электрическом поле вследствие саморазогрева, ведущего к уменьшению намагниченности и среднеквадратического магнитного момента, исчезает перекрытие d -зоны проводимости и заполненного f -мультиплета и возможно формирование парамагнитной диэлектрической фазы (неравновесные электронные переходы и неравновесные магнитные фазовые переходы).

4. Впервые получено, что изменение внутренней температуры и амплитуды спиновых флуктуаций в ферромагнитном и сильно парамагнитном полупроводниках, вызванное саморазогревом, сопровождается возникновением S - и N -

образных вольтамперных характеристик. Определена зависимость условий возникновения бистабильности электронной подсистемы от размеров образца.

5. Впервые описано возникновение автоколебаний тока, напряжения, внутренней температуры и амплитуды спиновых флуктуаций в ферромагнитных и сильно парамагнитных полупроводниках вследствие формирования бистабильности электронной подсистемы при переходе между полупроводниковой и металлической, ферромагнитной и парамагнитной фазами, без подключения внешних источников емкости и (или) индуктивности.

6. Обнаружены и определены условия возникновения автоколебаний тока и напряжения нового вида в слоистых системах полупроводник-металл. Показано, что автоколебания в полупроводниковом слое индуцируют автоколебания, как в металлическом слое, так и во всей слоистой системе. Величиной периода автоколебаний можно управлять за счет изменения толщины металлического слоя.

Научное и практическое значение

Найдены новые самоорганизующиеся системы – магнитные полупроводники, в которых под действием внешнего электрического поля могут происходить неравновесные электронные превращения и магнитные фазовые переходы, сопровождающиеся формированием бистабильности электронной подсистемы. При этом в условиях бистабильности возникают изохронные автоколебания тока и напряжения, связанные с переходами между полупроводниковой и металлической фазами. Подобные процессы формирования автоколебаний и условия возникновения хаоса интенсивно исследуются в физике нелинейных явлений (реакция Жаботинского, двухуровневые системы, лазеры и т.д.). Кроме того, они представляют интерес для создания генераторов низкочастотных и высокочастотных колебаний, в которых для формирования «положительной» обратной связи наряду с внешними источниками емкости и (или) индуктивности используются их внутренние свойства. При этом экспериментальное исследование автоколебаний тока и напряжения, создаваемых в автогенераторах на основе подобных магнитных полупроводников, должно дать новую информацию о параметрах магнитных воз-

буждений.

Автор выносит на защиту следующие положения

1. В магнитных полупроводниках, помещенных во внешнее электрическое поле, возникают неравновесные электронные переходы полупроводник – металл.
2. В сильно парамагнитных и ферромагнитных полупроводниках возникают *S*- и *N*-образные особенности ВАХ, отражающие формирование бистабильности их электронной подсистемы.
3. При электронных переходах в ферромагнитных и сильно парамагнитных полупроводниках возникают автоколебания тока и напряжения, сопровождающиеся переходами между полупроводниковой и металлической фазами в температурной окрестности электронных переходов.
4. При неравновесных магнитных переходах в ферромагнитных полупроводниках возникают автоколебания тока, сопровождающиеся переходами между ферромагнитной и парамагнитной фазами.
5. Изменение размеров металлической прослойки слоистой системы металл-полупроводник позволяет «управлять» периодами и амплитудами автоколебаний тока.

Апробация результатов работы

Основные положения диссертации обсуждались на научных семинарах в ИФМ УрО РАН, на кафедре физики УрФУ, на всероссийских и международных конференциях:

1. XXI Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (г. Москва, 2009)
2. IV и V Российская научно-техническая конференции «Физические свойства металлов и сплавов» (г. Екатеринбург, 2007, 2009)
3. IV Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism»: Nanospintronics. EAST-MAG – 2010 (г. Екатеринбург, 2010)
4. Международная конференция «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах» (г. Махачкала, 2010).

Личный вклад автора

На всех этапах работы (литературный обзор, постановка задачи, получение и обсуждение результатов) автором внесен значимый вклад. Постановка задачи, обсуждение и интерпретация полученных результатов были проведены совместно с научным руководителем.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 9 научных работ, в том числе 3 статьи в реферируемых научных журналах, входящих в перечень ВАК РФ. Список работ диссертанта приведен в конце автореферата.

Структура и объем работы: диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы. Она изложена на 124 страницах, включая 41 рисунок. Список цитируемой литературы содержит 94 наименования.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы и научная новизна полученных результатов, формулируются цели и задачи диссертационного исследования.

В первой главе приведен обзор литературных источников, посвященных исследованию особенностей электронных переходов металл - полупроводник, наблюдаемых в ферромагнитных и сильно парамагнитных полупроводниках и полуметаллах на основе соединений переходных и редкоземельных металлов. Для описания электронной подсистемы данной группы веществ проанализирована модель Хаббарда, учитывающая наряду с зонным движением электронов их внутриатомное отталкивание.

В рамках модели Хаббарда проанализирована динамическая спин-флуктуационная теория, основанная на выражении функционала свободной энергии, позволяющего учесть результаты первопринципных расчетов зонной структуры конкретных d, f -металлов и их соединений [1]. При этом была сформулирована обобщенная sd -модель, где подсистема d -электронов описывается моделью Хаббарда и дополнительно учитывается влияние sd -обменного взаимодействия

на подсистему не взаимодействующих между собой s - и p -электронов [2]. Развита спин-флуктуационная теория электронных переходов применялась для ферромагнитных и сильно парамагнитных полупроводников [3 – 4].

Также рассмотрены другие подходы, описывающие электронное превращение полупроводник-металл, отмечены их основные недостатки при описании физических свойств магнитных полупроводников.

В разделе 1.3.2 показано, что в магнитных полупроводниках, помещенных во внешнее электрическое поле, возникают N - и S -образные ВАХ, которые сопровождаются возникновением нелокальностей в распределении электрических токов [5 – 8]. Однако, теоретическая интерпретация и понимание природы этих явлений ограничена спин-волновой областью температур [9].

В заключение первой главы формулируются задачи настоящей диссертационной работы.

Во второй главе исследованы неравновесные электронные переходы полупроводник-металл сильно парамагнитных полупроводников на основе переходных металлов [10] в рамках $s(p)d$ -модели с учетом внешнего электрического поля (на примере FeSi). Показано, что саморазогрев влияет не только на внутреннюю температуру, но также приводит к существенному усилению спиновых флуктуаций и связанных с ними перенормировок электронной структуры. Оценивается влияние размеров образца на ВАХ.

Гамильтониан $s(p)d$ -модели имеет вид

$$H = H_0 + H_{dd} + H_{\text{int}}, \quad (1)$$

где H_0 – гамильтониан невзаимодействующих sp - ($l=s$) и d - ($l=d$) электронов, находящихся во внешнем электрическом поле; H_{dd} – гамильтониан кулоновского взаимодействия d -электронов на узле) и H_{int} – гамильтониан обменного взаимодействия sp -электронов между собой и с d -электронами.

Расчет функции Грина системы сильно коррелированных электронов – сложная задача многих тел, один из возможных методов ее решения основан на

использовании преобразования Стратоновича–Хаббарда, которое позволяет свести многочастичную задачу о движении взаимодействующих электронов к одночастичной задаче о движении электрона в поле случайного потенциала, обусловленного флуктуациями внутренних обменного и зарядового полей.

Вычисление функции Грина проведено в рамках приближения однородных локальных полей. После выполнения квантово-статистического усреднения и континуального интегрирования получим функцию Грина sp ($l=1$)- и d ($l=2$)-электронов с учетом внешнего электрического поля:

$$G_{k,l,\sigma} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \frac{1}{\omega - \varepsilon_{k,l}(\vec{E}) - \frac{1}{2} Q^{(l,l)} n_l + \alpha \sum_{l'} Q^{(l,l')} m_{l'}} , \quad (2)$$

где n_l – среднее число sp - и d -электронов на узел; $Q_{\vec{q}}^{2,2} \equiv U$ – параметр внутриатомного кулоновского отталкивания d -электронов; $Q_{\vec{q}}^{1,1} = I_{\vec{q}}$ – параметры sp взаимодействия; $\varepsilon_{l,\vec{k}}(\vec{E})$ – одноэлектронная энергия s,p или d -электронов с квазиимпульсом \vec{k} во внешнем электрическом поле \vec{E} ; $m_{l'}$ – среднеквадратический магнитный момент на узле, который в парамагнитном случае совпадает с амплитудой спиновых флуктуаций; $Q_{\vec{q}}^{1,2} = Q_{\vec{q}}^{2,1} = J_{\vec{q}}$ – параметры взаимодействия sp -электронов с d -электронами; $\alpha = \pm 1$.

Аналитическое продолжение мацубаровской функции Грина на действительную ось позволяет получить плотность состояний sp - и d -электронов

$$g^{(l)}(\varepsilon) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=\pm 1} g_0^{(l)}(\varepsilon + (e\vec{E}\vec{v}_l(\varepsilon)\tau_l(\varepsilon)) + \frac{1}{2} Q^{(l,l)} n_l + \alpha \sum_{l'} Q^{(l,l')} m_{l'}), \quad (3)$$

где \vec{v}_l , τ_l – вектор скорости и время свободного пробега электрона; e – заряд электрона.

Показано, что саморазогрев образца ведет не только к увеличению концентрации термически активированных носителей тока, но и перестройке всего электронного спектра. Вследствие этого возникает значительное изменение плотности тока, которая в может быть записана в виде:

$$j = e \sum_{k, \omega_{2n+1}, l} v_{\vec{k}, l} G_{k, l}(\vec{k}, \omega_{2n+1}), \quad (4)$$

где $v_{\vec{k}, l}$ – проекция скорости электронов на направление электрического поля; $k = (\vec{k}, \omega_{2n+1})$ – четырех-вектор квазиимпульса; ω_{2n+1} – мацубаровская фермиевская частота.

При этом учитывается, что внутренняя температура полупроводника T , находящегося в условиях саморазогрева, зависит от плотности тока j и приложенного напряжения U , и определяется из условия теплового равновесия

$$jU = \frac{4L}{h^2} \lambda (T - T_0), \quad (5)$$

здесь T_0 – температура окружающей среды, отличная от внутренней температуры образца T ; λ – коэффициент теплопроводности полупроводника, постоянного по всей толщине h прямоугольного образца; L – длина образца.

На рис.1 представлены результаты численных расчетов для кубического ($L=h$) образца FeSi, из которых следует, что в интервале от 100 К до 50 К и от 0,1 В до 0,2 В реализуется бистабильное состояние по проводимости.

Показано, что при увеличении отношения длины к толщине образца значение напряжения ($U_{\text{он}}$) перехода в «горячую» фазу растет. При этом состояние ока-

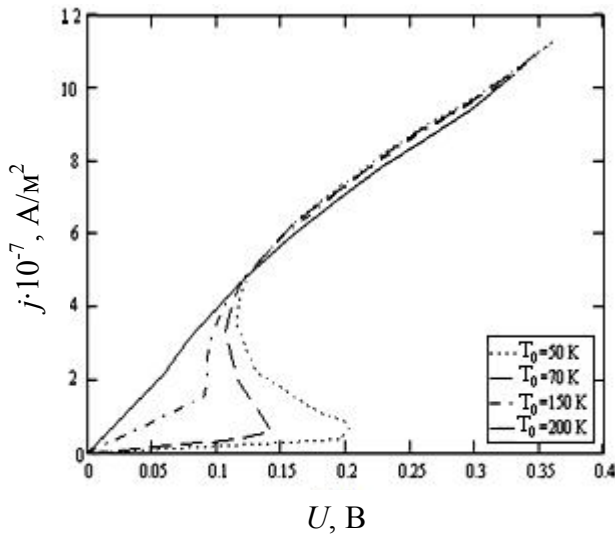


Рис.1. Вольтамперные характеристики почти магнитного полупроводника FeSi при размерах $L = h = 1$ мм

зывается металлическим, что исключает явление саморазогрева (т.к. сопротивление металла растет с температурой). В случае наноразмеров ($L \ll h$) изменение энергии электрона, в результате его ускорения электрическим полем, должно оказываться намного больше влияния эффекта саморазогрева на электронный спектр (т.е. эффектом саморазогрева можно пренебречь), а для массивных образцов имеет место обратный эффект.

В третьей главе исследуются особенности неравновесного электронного перехода и неравновесного магнитного фазового переход в ферромагнитных полупроводниках на основе соединений РЗМ в рамках fd -модели с учетом внешнего электрического поля. Показано, что выделение тепла вследствие протекания тока обуславливает возникновение положительной обратной связи между температурой образца, его намагниченностью, амплитудой термических спиновых флуктуаций и плотностью тока.

Гамильтониан такой модели имеет вид

$$H = H_{ff} + H_{dd} + H_{fd}, \quad (6)$$

здесь H_{fd} – гамильтониан межузельного обменного взаимодействия f - и d -электронов; H_{ff} и H_{dd} – гамильтонианы систем f - и d -электронов, имеющие одинаковую структуру и включающие в себя гамильтониан невзаимодействующих электронов (f или d), находящихся во внешнем электрическом поле \vec{E} .

Так же как и в гл. 2, используя метод, который был развит в рамках спин-флуктуационной теории, найдена функция Грина d - и f -электронов с учетом внешнего электрического поля:

$$G_{k,f,\sigma} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \frac{1}{\omega - \varepsilon_{k,f} - \frac{1}{2} U_f n_f + \alpha U_f m_f} \left(1 + \alpha \sigma \frac{(U_f M_{0f}^z + H)}{U_f m_f} \left(1 - \frac{\langle m_{zf}^2 \rangle}{m_f^2} \right) \right), \quad (7)$$

$$G_{k,d,\sigma} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \frac{1}{\omega - \varepsilon_{k,d} - e \vec{E} \vec{v}_k \tau_k - \frac{1}{2} U_d n_d + \alpha U_d m_d} \left(1 + \alpha \sigma \frac{(U_d M_{0d}^z + H)}{U_d m_d} \left(1 - \frac{\langle m_{zd}^2 \rangle}{m_d^2} \right) \right), \quad (8)$$

где $m_{l,\gamma} = (\langle m_{l,\gamma}^2 \rangle + M_{0,l,\gamma}^2)^{1/2}$ – компоненты ($\gamma=z, \perp$) среднеквадратического магнитного момента на узле; $M_{0,l,\gamma}$ – γ -компонента однородной намагниченности, а $\langle m_{l,\gamma}^2 \rangle$ – амплитуда продольных ($\gamma=z$) и поперечных ($\gamma=\perp$) спиновых флуктуаций в системе d - или f -электронов ($l=1$ или 2 , соответственно); \vec{v}_k , τ_k – вектор скорости и время свободного пробега d -электронов. n_f , n_d – число электронов в d - или f -

состояниях.

Тогда плотность состояний d - и f -электронов имеет вид

$$g^{(f)}(\varepsilon) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=\pm 1} \left(1 + \frac{\alpha \sigma M_{0,f}}{m_f} \right) g_0^f \left(\varepsilon + \frac{U_f n_f}{2} + \alpha U_f m_f \right), \quad (9)$$

$$g^{(d)}(\varepsilon) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=\pm 1} \left(1 + \frac{\alpha \sigma M_{0,d}}{m_d} \right) g_0^d \left(\varepsilon + (e \vec{E} \vec{v}_l(\varepsilon) \tau_l(\varepsilon)) + \frac{U_d n_d}{2} + \alpha U_d m_d \right). \quad (10)$$

При этом амплитуды флуктуаций (как и все другие величины, зависящие от них) оказываются зависящими от приложенного напряжения и тока текущего по образцу.

Система уравнений (4 – 10), позволяет описать стационарную ВАХ ферромагнитных полупроводников, находящихся в условиях саморазогрева. При этом эффект будет сопровождаться возникновением и последующим увеличением ширины энергетического зазора, отделяющего f - и d -состояния, в спектре таких полупроводников, а также изменением их намагниченности и других магнитных характеристик с увеличением E . Аналитическое решение этой системы уравнений в общем случае невозможно. Поэтому анализ уравнений (4 – 10) и оценка характерных значений напряжения были выполнены нами численно на примере $\text{EuO}_{1-\delta}$.

Как следует из расчетов, при $T < 40$ К джоулев нагрев образца ведет к убыли намагниченности и среднеквадратического магнитного момента, что с одной стороны обуславливает появление электронных состояний с обоими направлениями спина при одних и тех же энергиях, а с другой стороны уменьшает величину магнитного расщепления сдвигая f - и d -зоны относительно друг друга в противоположные стороны. В результате происходит перераспределение электронов между f - и d -состояниями, что изменяет величину их хаббардовского сдвига, дополнительно отодвигая друг от друга. Это перераспределение электронов (в пользу локализованных f -состояний) ведет к увеличению электросопротивления, формируя отрицательную обратную связь между током и напряжением. При этом зависимость электросопротивления от приложенного напряжения оказывается нелинейной, что ведет к формированию бистабильного состояния по току и прояв-

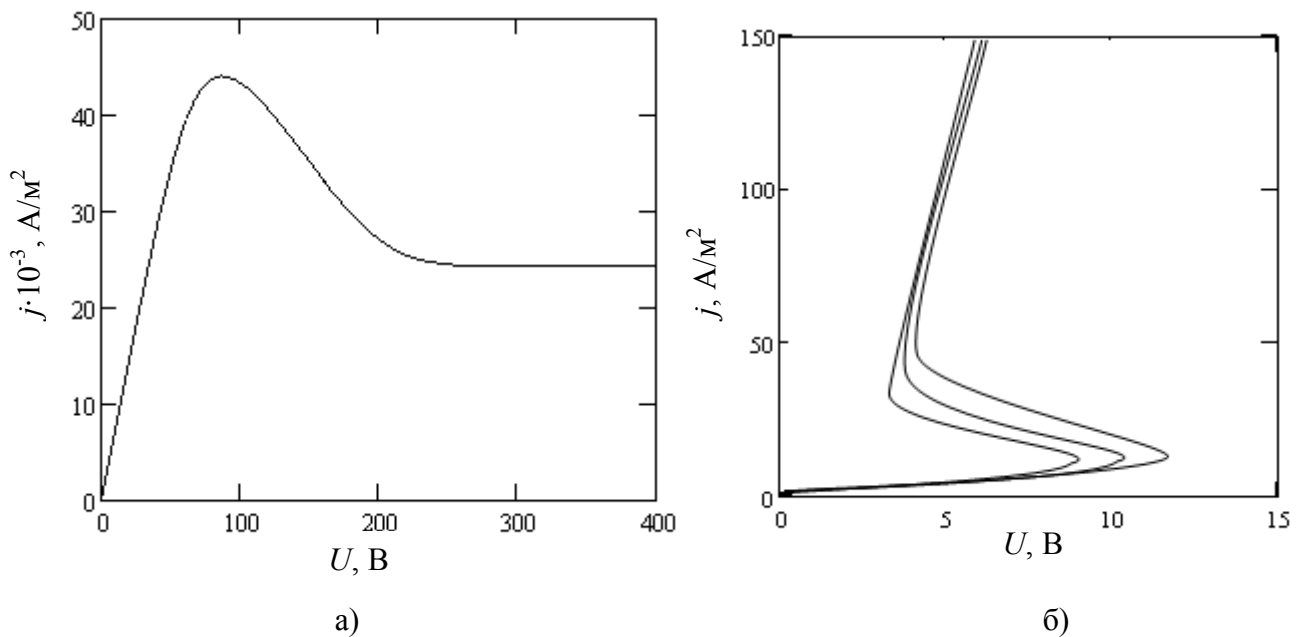


Рис. 2. Вольтамперная характеристика $\text{EuO}_{1-\delta}$ в условиях саморазогрева при значениях внешней температуры (температуры подложки): а) 30 К, $L/h=100$, $L=100$ мкм; б) 55 К, 60 К, 65 К (слева направо, соответственно), $h=10^{-3}$ м, $L=10^{-6}$ м.

ляется в появлении N -образного участка на ВАХ (см. рис. 2а). Таким образом, развитая теория объясняет экспериментальные данные [9].

Результаты численных расчетов ВАХ пленки $\text{EuO}_{1-\delta}$ для $T_0 > 50$ К представлены на рис. 2б. Как видно из представленных вольтамперных характеристик, в исследованном случае $\text{EuO}_{1-\delta}$ возможно наблюдение неравновесного перехода из «холодной» в «горячую» полупроводниковую фазу. При этом численный анализ зависимости внутренней температуры образца от приложенного напряжения показывает, что значение напряжения перехода в «горячую» фазу соответствует разогреву образца до температуры близкой к T (≈ 80 К), при которой прекращается формирование энергетического зазора между f - и d -состояниями и его ширина в дальнейшем (с изменением внутренней температуры) практически остается неизменной. Внутренняя температура испытывает скачкообразное изменение до значения T , зависящего от размеров образца и значения температуры окружающей среды. В тоже время при обратном ходе ВАХ напряжение перехода в «холодную» фазу соответствует понижению внутренней температуры до значения T_c (при котором реализуется переход в ферромагнитную фазу). При этом внутренняя температура образца понижается скачком до значений, меньших T_c . Также следу-

ет отметить и тот факт, что гистерезис ВАХ становится невозможным при температурах окружающей среды $T > T_c (= 69 \text{ K})$, т.е. в тех случаях, когда резкое изменение энергетического зазора, отделяющего f -состояния от d -состояний, оказывается невозможным в силу исчезновения дальнего порядка.

В четвертой главе рассматривается возможность возникновения автоколебаний в магнитном полупроводнике и в слоистой системе.

Нестационарное уравнение теплового баланса имеет вид

$$C \frac{dT}{dt} = h^2 j U - \frac{\lambda(T - T_0)}{h} S, \quad (11)$$

где t – время, U – напряжение; j – плотность силы тока; T – температура внутри образца; T_0 – внешняя температура окружающей среды; S – площадь боковой поверхности образца; C и λ – теплоемкость и теплопроводность образца.

В разделе 4.1.1 изучены автоколебания в сильно парамагнитных полупроводниках в $s(p)d$ -модели.

Для исследования возможности возникновения автоколебаний силы тока определили выражение, описывающее колебания подвижного заряда за счет перехода электрона между состояниями $\varepsilon + U_d m_d$ и $\varepsilon - U_d m_d$:

$$\frac{dq_{\text{эф}}}{dt} = e U_d \tilde{g}(\mu) \frac{dm_d}{dT} \frac{dT}{dt}; \quad (12)$$

$$\tilde{g}(\mu) = \frac{2 \Pi_{\alpha=\pm 1} g_0^d \left(\mu + \frac{U_d n}{2} + \alpha U_d m_d \right)}{\Sigma_{\alpha=\pm 1} g_0^d \left(\mu + \frac{U_d n}{2} + \alpha U_d m_d \right)}, \quad (13)$$

$$\frac{dm_d}{dt} = \frac{m_d}{T} \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\delta_d} \left(\frac{q_{\text{эф}}}{e m_d} - U_d \tilde{g}(\mu) \right) \frac{dm_d}{dt},$$

где δ_d – фактор обменного усиления парамагнитной восприимчивости системы d -электронов.

Полученные выражения определяют возможность реализации в разные моменты времени как «холодной» полупроводниковой, так и «горячей» металлической фазы. При этом выражение для среднего значения амплитуды флуктуирующей

щих обменных полей имеет вид

$$m_d(T) = (n_{\text{эф}} + BT)/(1 + X). \quad (14)$$

Здесь параметры B и X являются коэффициентами разложения паулиевской восприимчивости d -электронов в приближении эффективной массы.

Проведенный численный анализ показал, что для внешних температур T_0 от 50 К до 95 К аттрактор [11] имеет вид предельного цикла, что соответствует возникновению решений, описывающих автоколебания температуры и амплитуды спиновых флуктуаций, а следовательно силы тока. За пределами указанного температурного интервала автоколебания исчезают при всех рассмотренных значениях напряжений. В автоколебательном режиме при значениях приложенного напряжения выше значения 0.2 В вид аттрактора и характер колебаний изменяется (см. рис. 3).

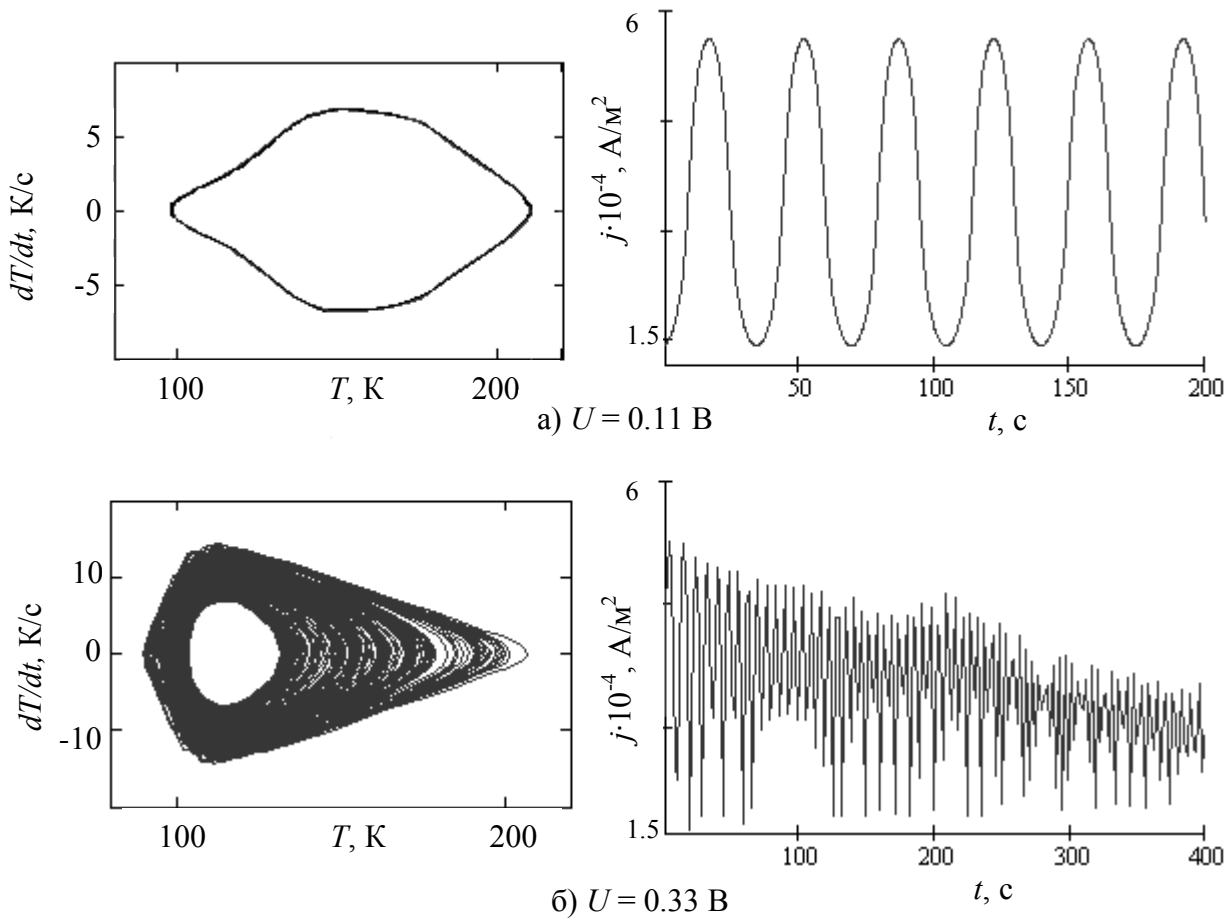


Рис. 3. Фазовые траектории и автоколебания плотности тока при $T_0 = 95$ К и $L = h = 1$ мм

Далее в разделе 4.1.2 исследуются автоколебания, возникающие в ферромагнитном полупроводнике $\text{EuO}_{1-\delta}$.

Учитывая зависимости температуры от времени, находим выражение описывающее колебания заряда за счет переходов электронов между α -подзонами f -и d -состояний

$$2 \frac{dq_{\text{эф}}}{dt} = e U_d \sum_{\alpha=\pm 1} g_0 \left(\mu + \frac{U_d n_d}{2} + \alpha U_d m_d(T) \right) \frac{dm_d(T)}{dT} \frac{dT}{dt} - e \sum_{\alpha=\pm 1} \alpha g_0 \left(\mu + \frac{U_d n_d}{2} + \alpha U_d(T) \right) \frac{d\mu}{dT} \frac{dT}{dt}. \quad (15)$$

Производная химического потенциала определяется из условия электронейтральности

$$\frac{d\mu}{dT} = \frac{U_d \sum_{\alpha=\pm 1} \alpha g^{(d)}_0 \left(\mu + \frac{U_d n_d}{2} + \alpha U_d m_d(T) \right) \frac{dm_d(T)}{dT} + U_f \sum_{\alpha=\pm 1} \alpha g^{(f)}_0 \left(\mu + \frac{U_f n_f}{2} + \alpha U_f m_f(T) \right) \frac{dm_f(T)}{dT}}{\sum_{\alpha=\pm 1} g^{(d)}_0 \left(\mu + \frac{U_d n_d}{2} + \alpha U_d m_d(T) \right) + \sum_{\alpha=\pm 1} g^{(f)}_0 \left(\mu + \frac{U_f n_f}{2} + \alpha U_f m_f(T) \right)}. \quad (16)$$

Полученные выражения определяют возможность реализации в разные моменты времени как «холодной», так и «горячей» фазы. При этом выражение для среднего значения амплитуды флуктуирующих обменных полей имеет вид

$$m_f(T) = \frac{n_{\text{эф}}}{2U_f} + \frac{T}{U_f^2}, \quad (17)$$

$$m_d(T) = (n_{\text{эф}} + BT)/(1 + X). \quad (18)$$

Результаты численных расчетов системы уравнений (11, 15 – 18) показывают, что в температурном интервале, отвечающем N -образному изменению ВАХ, аттрактор рассматриваемой системы уравнений имеет вид предельного цикла и реализуются только автоколебания падения напряжения на образце в условиях постоянного значения плотности тока (см. рис. 4а). В свою очередь, в интервале значений внешних температур, соответствующих бистабильному состоянию по напряжению, реализуются автоколебания тока при постоянных значениях внешнего напряжения (см. рис. 4б). Подобные автоколебания наблюдались на эксперименте в манганитах лантана [8].

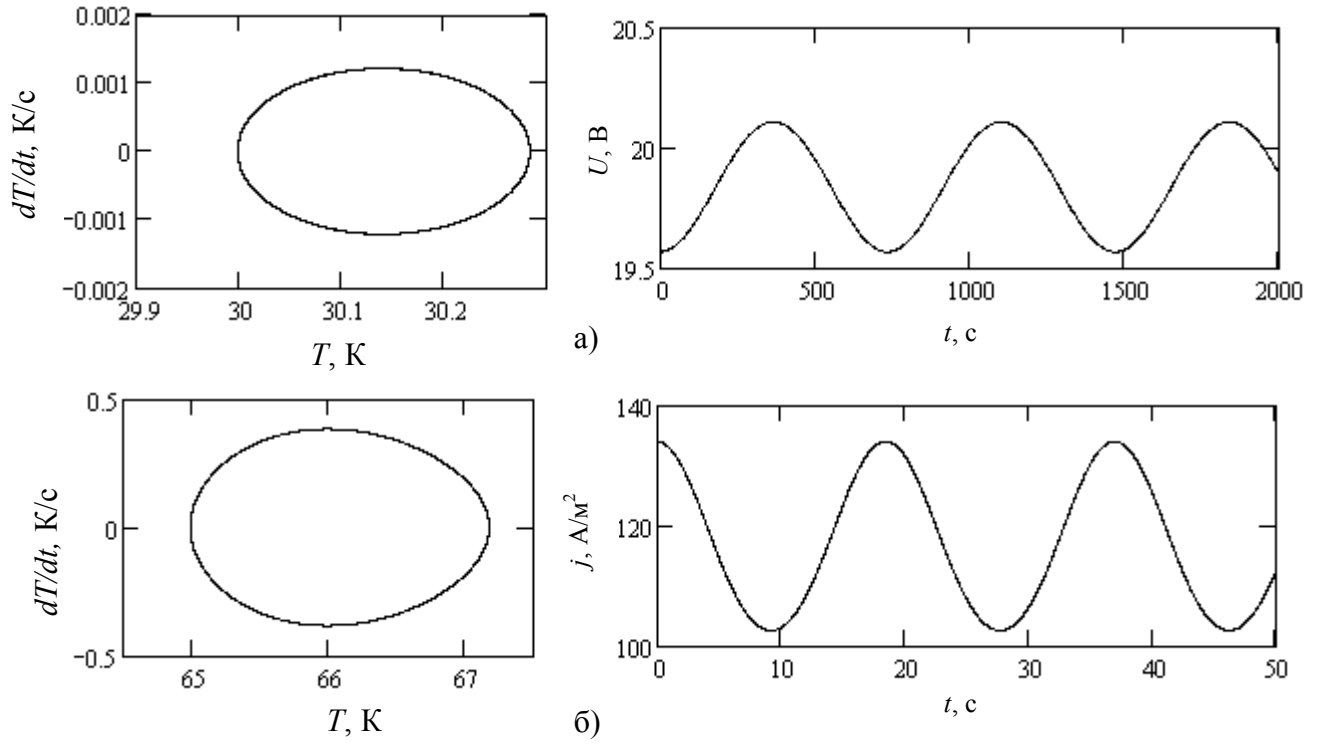


Рис. 4. Фазовая траектория и периодические автоколебания плотности тока в области бистабильности: а) $T_0=30$ К, $j=22 \cdot 10^3$ А/м², $L/h=100$, $L=100$ мм; б) $T_0=65$ К, $U=6$ В, $h=10^{-3}$ м, $L=10^{-6}$ м

В разделе 4.2 рассматривается модель автоколебаний в гетерофазной системе, состоящей из слоев металла и немагнитного полупроводника.

Сначала рассматривается последовательное и параллельное соединение слоев немагнитного полупроводника и металла (см. рис. 5).

С учетом наличия индуктивности система уравнений, описывающая динамику процесса саморазогрева в соответствии с [12] имеет вид

$$\frac{d\tilde{T}}{d\tau} = I\tilde{U} - \tilde{T} + 1, \quad (19)$$

$$z \frac{dI}{d\tau} = \tilde{U} - I \left(\exp\left(\frac{\tilde{E}_{g0}}{\tilde{T}}\right) + \gamma(1 - \beta(\tilde{T} - 1)) \right), \quad (20)$$

$$y \frac{d\tilde{U}}{d\tau} = I_{in} - I, \quad (21)$$

где введены безразмерные переменные $\tilde{T} \equiv \frac{T}{T_0}$, $\tilde{E}_{g0} \equiv \frac{E_{g0}}{2kT_0}$, $\tau \equiv \frac{\alpha S}{cm} t$, $I \equiv \frac{J}{\sqrt{\alpha S T_0 \sigma_{0s}}}$,

$\tilde{U} \equiv U \sqrt{\frac{\sigma_{0s}}{\alpha S T_0}}$; $C_0 \frac{\alpha S}{cm \sigma_0} = \gamma$, $\frac{\alpha S \sigma_0 L}{cm} = z$ – безразмерные константы, представляю-

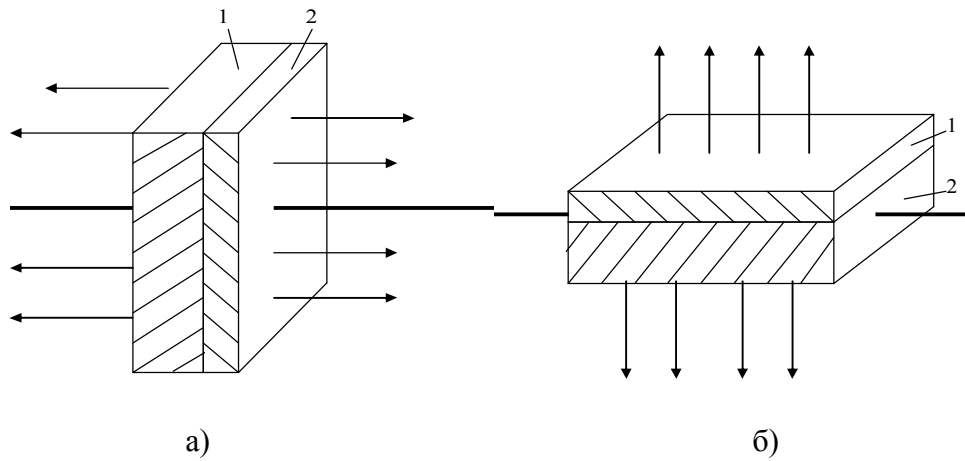


Рис. 5. Последовательное а) и параллельное б) соединение слоев полупроводника и металла (1 – слой металла, 2 – слой полупроводника, стрелками показан поток тепла с поверхности в окружающую среду)

щие собой отношение характерных времен процессов накопления заряда и индуктивности ко времени теплообмена; $\gamma = \sigma_{0s}/\sigma_{om}$ – отношение максимальной проводимости полупроводника к проводимости металла при температуре окружающей среды; β – безразмерный ТКС металла; α – коэффициент теплоотдачи; E_{g0} – ширина запрещенной зоны полупроводника; C_0 – емкость конденсатора; I_{in} – входной ток; c – удельная теплоемкость образца; m – масса образца; J – сила тока.

На основе численных методов получены автоколебания тока:

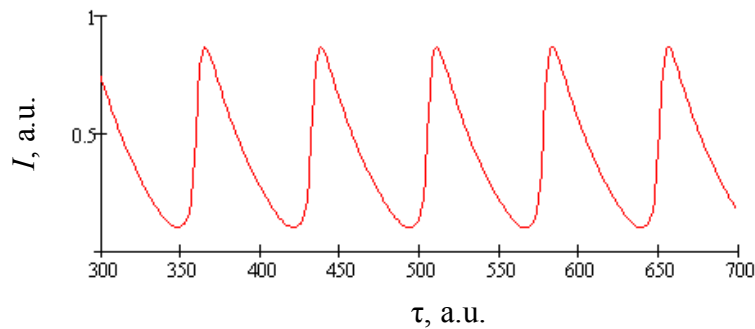


Рис. 6. Зависимость тока от времени для значений $z = 2$, $y = 10$, $\tilde{E}_{g0} = 5.5$, $I_{in} = 0.4$, $\gamma = 2.2$, $\beta = 0.01$

Гетерофазная система, состоящая из слоя металла и полупроводника, при сравнительно малой доле металла ведет себя аналогично полупроводнику с несколько меньшей шириной запрещенной зоны.

Далее проанализирован случай слоистой системы металл-сильно парамагнитный полупроводник, в которой автоколебания возникают в отсутствии внешней емкости и индуктивности. Уравнение баланса тепла в такой слоистой системе

имеет вид

$$cm \frac{dT}{dt} = \frac{U^2}{R} - \lambda L(T - T_0), \quad (22)$$

где c – удельная теплоемкость слоистой системы; m – масса слоистой системы; R – сопротивление слоистой системы; λ – теплопроводность слоистой системы; L, h – ширина и высота слоистой системы.

В результате численного решения уравнения (12, 13, 22) в слоистой системе сильно парамагнитный полупроводник-металл (на примере FeSi-Ti) получены автоколебания плотности тока. На рис. 7 представлены фазовые траектории и автоколебания плотности тока в слоистой системе шириной 1 мм для различной доли FeSi ($x_1 = L_1/L$, L_1 – ширина слоя FeSi). При этом колебания тока в слоистой системе магнитный полупроводник-металл при их последовательном соединении возникают в результате колебаний тока в полупроводнике, которые индуцируют колебания тока в металле.

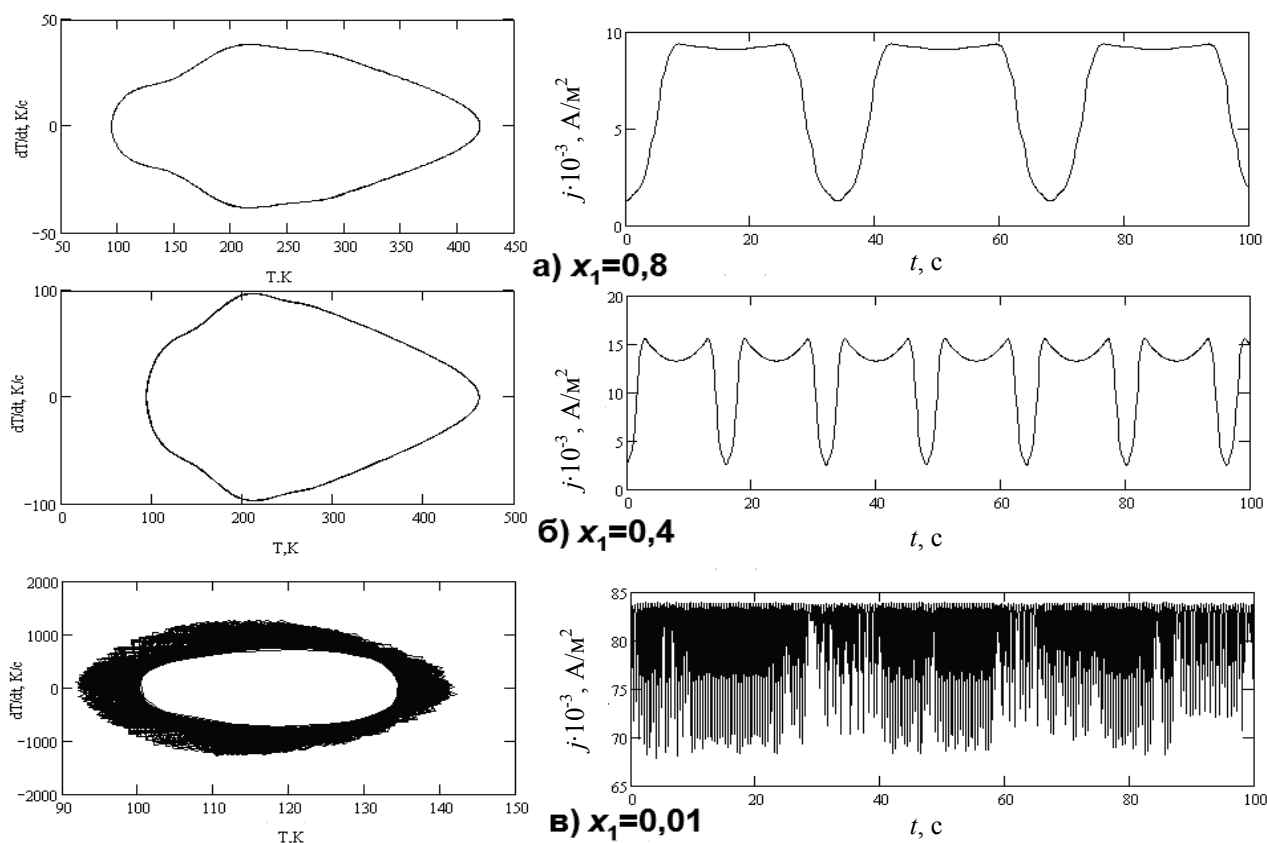


Рис. 7. Фазовая траектория и временная зависимость плотности тока в слоистой системе при $T_0 = 95$ K, $U = 0,2$ В (x_1 – доля FeSi)

ВЫВОДЫ

В диссертационной работе проведено исследование стимулированных внешним электрическим полем неравновесных переходов полупроводник - металл и неравновесных магнитных фазовых переходов в магнитных полупроводниках и слоистых системах на их основе. Показано, что в отличие от немагнитных полупроводников, в магнитных полупроводниках неравновесные переходы полупроводник - металл и неравновесные магнитные фазовые переходы, стимулированные электрическим полем, сопровождаются возникновением автоколебаний электрического тока и температуры даже в отсутствии внешних источников емкости и (или) индуктивности. Среди конкретных результатов работы целесообразно выделить следующие:

1. В рамках двухзонной $s(p)d$ -модели показано, что включение внешнего электрического поля приводит к саморазогреву, который обуславливает заметное усиление амплитуды спиновых флуктуаций и связанные с ними перенормировки электронных спектров сильно парамагнитных полупроводников. В результате возникает неравновесный электронный переход, сопровождаемый «схлопыванием» энергетических щелей между $d-d$ -, а затем $s-s$ -состояниями.

2. На основе fd -модели показано, что спин-флуктуационная перенормировка спектров, как f -, так и d -состояний ведет к уменьшению заполнения d -зоны и увеличению числа локализованных f -электронов. При этом d -зона смещается «вверх» по шкале энергий, что ведет к возникновению энергетического зазора между f -состояниями и d -зоной. В результате возникает неравновесный электронный переход металл-полупроводник.

3. Впервые показано, что увеличение амплитуды спиновых флуктуаций в результате процесса саморазогрева, возникающего во внешнем электрическом поле, приводит к подавлению намагниченности, обуславливая неравновесный магнитный фазовый переход ферромагнетик-парамагнетик.

4. Установлено, что ВАХ сильно парамагнитного FeSi вследствие возрастания концентрации носителей тока в условиях саморазогрева имеет S -образный вид.

Вследствие зависимости от размеров образца скорости джоулева тепловыделения и теплоотвода, величины напряжений, соответствующих неравновесному переходу, оказываются зависящими от соотношения продольных и поперечных размеров образца.

5. Проведен анализ температурных зависимостей ширины запрещенной зоны и статической проводимости ферромагнитного полупроводника $\text{EuO}_{1-\delta}$. Установлено, что в области электронного перехода вследствие уменьшения числа носителей тока, обусловленного увеличением энергетического зазора между локализованными f - и зонными d -состояниями, возникают N -образные особенности ВАХ.

6. В температурной окрестности индуцированного электрическим полем магнитного фазового перехода возникают S -образные особенности ВАХ $\text{EuO}_{1-\delta}$, обусловленные насыщением температурной зависимости энергетического зазора, отделяющего f - и d -состояния вследствие насыщения амплитуды спиновых флуктуаций. Впервые показано, что увеличение приложенного напряжения ведет к переходу в парамагнитное состояние при значениях внешних температур (температур подложки) заметно меньших температуры Кюри (определяемой в отсутствии внешнего электрического поля).

7. При неравновесных электронных переходах в ферромагнитных и сильно парамагнитных полупроводниках возможно возникновение автоколебаний тока и напряжения, обусловленных переходами между полупроводниковой и металлической фазами вследствие бистабильности электронной подсистемы.

8. При неравновесных магнитных переходах в ферромагнитных полупроводниках возможно возникновение автоколебаний тока, сопровождающиеся переходами между ферромагнитной и парамагнитной фазами вследствие бистабильности магнитной подсистемы.

9. Показано, что в слоистых системах немагнитный полупроводник-металл автоколебания возникают за счет подключения внешних источников емкости и индуктивности. При этом изменение размера прослойки металлической примеси позволяет управлять параметрами автоколебаний (амплитудой и периодом).

10. В слоистой системе сильно парамагнитный полупроводник-нормальный металл колебания тока в полупроводнике индуцируют колебания тока в металле. Показано, что с уменьшением размера металлической прослойки период автоколебаний уменьшается.

Список работ автора по теме диссертации

1. Мелких А.В., Повзнер А.А., Черепанова А.Н. Влияние доли полупроводниковых включений на свойства автоколебаний в системе металл-полупроводник// ЖТФ – 2009 – Т.79 – Вып. 11 . – С.144-146.
2. Волков А.Г., Повзнер А.А., Черепанова А.Н. Неравновесные фазовые переходы в ферромагнитных полупроводниках (на примере $\text{EuO}_{1-\delta}$) // Известия вузов. Физика. – 2009 – Т.52– Вып. 9 . – С.86-91
3. Волков А.Г., Повзнер А.А., Черепанова А.Н. Неравновесные фазовые переходы в магнитных полупроводниках// Новое в магнетизме и магнитных материалах. Сборник трудов XXI Международной конференции, С. 1022-1024.
4. Волков А.Г., Повзнер А.А., Черепанова А.Н. Особенности кинетических электронных переходов в магнитных полупроводниках (на примере FeSi) //ЖТФ – 2009 – Т.79 – Вып. 6 . – С.153-155.
5. A.N.Cherepanova, A.G.Volkov, A.A.Povzner. Self-oscillations of density of the current at nonequilibrium electronic phase transitions in nearly magnetic FeSi // IV Euro-Asian Symposium “Trends in MAGnetism”: Nanospintronics. EASTMAG – 2010. с. 220.
6. Волков А.Г., Повзнер А.А., Черепанова А.Н. Особенности кинетических электронных переходов в магнитных полупроводниках (на примере FeSi) // Сборник научных трудов V Российской научно-технической конференции «Физические свойства металлов и сплавов». Ч.1. Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2009. с. 66 – 74.
7. Волков А.Г., Черепанова А.Н., Повзнер А.А., Андреева А.Г. Автоколебания температуры, тока и напряжения в сильно коррелированных соединениях пере-

ходных металлов// Сборник тезисов докладов IV Российской научно-технической конференции «Физические свойства металлов и сплавов». Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2007. с. 60.

8. Волков А.Г., Черепанова А.Н., Повзнер А.А., Андреева А.Г. Неравновесные фазовые переходы и автоколебания тока и напряжения в почти ферромагнитном FeSi сильно коррелированных соединениях переходных металлов// Сборник научных трудов IV Российской научно-технической конференции «Физические свойства металлов и сплавов». Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2007. с. 96 – 99.

9. Волков А.Г., Черепанова А.Н., Повзнер А.А. Автоколебания гетерофазной системы на основе металла с малыми полупроводниковыми включениями// Физические свойства металлов и сплавов: сборник тезисов докладов. Екатеринбург: УГТУ-УПИ, 2009. с. 27.

Список литературы

1. Повзнер А.А., Волков А.Г., Филанович А.Н. Электронная структура и магнитная восприимчивость почти магнитных металлов (на примере палладия и платины) // ФТТ.-2010. - Т. 52. - вып. 10. - С. 1879-1884.
2. Волков А.Г., Повзнер А.А., Крюк В.В., Баянкин П.В. Спиновые флуктуации и особенности электронных переходов полупроводник-металл в почти ферромагнитных соединениях переходных металлов // ФТТ. - 1999. - Т. 41. - вып. 10. - С. 1792.
3. Шумихина К.А., Волков А.Г., Повзнер А.А. Особенности электронных переходов в почти ферромагнитных полупроводниках (на примере FeSi)// ФТТ. - 2003. - Т. 45. - № 6. - С. 996-1001.
4. Волков А.Г., Андреева А.Г., Аношина О.В., Повзнер А.А. Кинетический фазовый переход полупроводник -металл в почти магнитных полупроводниках на примере моносилицида железа // ФТТ.-2002. - Т. 44. - вып. 12. - С. 2217-2219.
5. Belogolovskii M.A., Revenko Yu.F., Gerasimenko A.Yu. Inelastic electron tun-

- neling across magnetically active interfaces in cuprate and manganite heterostructures modified by electromigration processes // Fiz. Nisk. Temp. - 2002. - V.28. - №6. - P. 553-557.
6. Guha A., Khare N., Raichaudhuri A.K., Rao C. N. R. Magnetic field resulting from nonlinear electrical transport in single crystals of charge-ordered $\text{Pr}_{0.63}\text{Ca}_{0.37}\text{MnO}_3$ // Phys. Rev. B. - 2000, - V. 62. - P. R11941-R11944.
 7. Камилов И.К., Алиев К.М., Ибрагимов Х.О., Абакарова Н.С. N-образная ВАХ и колебания тока в манганите $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ // Письма в ЖЭТФ. - 2003. - Т. 78. - В. 8. - С. 957-959.
 8. Цендин К.Д., Лебедев Э.А., Шмелькин А.Б. Неустойчивости с S- и N-образными вольтамперными характеристиками и фазовые переходы в халькогенидных стеклообразных полупроводниках и полимерах // ФТТ. - 2005. - Т. 47. - вып. 3. - С. 427-432.
 9. Нагаев Э.Л., Осипов В.В., Самохвалов А.А. Коллективные электрические явления в вырожденных магнитных полупроводниках с самопроизвольным разделением фаз // УФН. - 1996. - Т. 166. - № 6. - С. 685-687.
 10. Коренблит И.Я., Шендер Е.Ф. Ферромагнетизм неупорядоченных систем // УФН. - 1978. - Т. 123. - вып. 10. - С. 233-268.
 11. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику: От маятника до турбулентности и хаоса. - М.: Наука, 1988. - 368 с.
 12. Мелких А.В., Повзнер А. А. Условия существования автоколебаний в полупроводнике при наличии саморазогрева // ПЖТФ. - 2003. - Т. 29. - вып. 6. - С. 14-18.